

JAERI-M

9 4 9 2

核融合炉物理解析用一次元中性子  
輸送コード PALLAS-TS

1981年5月

鈴木 友雄・石黒 幸雄・松井 泰\*

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

核融合炉物理解析用一次元中性子輸送コードPALLAS-TS

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

鈴木友雄・石黒幸雄・松井 泰\*

(1981年4月22日受理)

核融合ブランケット内の中性子束の空間、角度、エネルギー分布を正確に求めるコードを開発するため、その原型として直接積分法により輸送方程式を解く一次元中性子輸送コードPALLAS-TSを作成した。弾性散乱と離散レベルにおける非弾性散乱でのエネルギーと散乱角の相関に関しては二重微分散乱カーネルを正しく求める手法を採用し、中性子束の空間、角度分布の計算では、群毎に中性子バランスによる再規格化を施しつつ反復法を用いた。非等方性を十分に取り入れるには、現在の核データでは不十分であるが、取り敢えず29核種120群の群定数ライブラリーを作成して用いた。Li-C4領域体系での計算結果を実験値およびANISNによる $P_5-P_8$ 計算と比較した。直接積分法に多群理論を用いた初めての試みであり、 $S_n$ 法に比べて計算時間が短い利点がある。本報告書では計算法の概要とテスト計算の結果およびコードの使用法について述べている。

---

\* ) 日本情報サービス株式会社

PALLAS-TS : A One-Dimensional Neutron Transport Code  
for Analyzing Fusion Blanket Neutronics

Tomoo SUZUKI, Yukio ISHIGURO and Yasushi MATSUI\*

Division of Reactor Engineering,  
Tokai Research Establishment, JAERI

( Received April 22, 1981 )

The one-dimensional neutron transport code PALLAS-TS has been developed for solving the transport equation by direct numerical integration method. Group-transference kernels are accurately obtained from the double-differential cross section data using the energy and scattering angle correlation relation for elastic and inelastic ( discrete levels ) scattering. In addition, a usual multigroup model is adopted in calculation of spatial and angular flux distribution so as to make it possible to use iteration technique with neutron rebalancing in each group. This code uses a 120-group data library for 29 nuclides prepared temporarily by processing the ENDF/B-IV file, though the nuclear data file available now is incomplete for accounting fully the anisotropy of scattering. Results of test calculation for a 4-region system consisting of lithium and carbon were compared with the  $P_5$ - $S_8$  calculations by the ANISN code.

The present code is the first trial of incorporating the multigroup model to the direct integration method for solving the transport equation. It is observed that computing time by this code is shorter than that of the usual  $S_n$  method by a factor of 2 or 3.

Keywords : Neutron Transport, Fusion Blanket Neutronics, Direct Integration Method, Double-Differential Cross Section, Anisotropy of Scattering, Neutron Rebalance, PALLAS-TS

---

\* Japan Information Service Co., Ltd.

## 目 次

1. まえがき	1
2. 群定数ライブラリー	2
3. 定常輸送方程式の数値解法	9
3.1 直接積分法	9
3.2 非等方散乱源の計算	12
4. 応用例	18
5. 入力カード形式	20
6. あとがき	27
謝 辞	28
参考文献	29

## Contents

1. Introduction	1
2. Group Constants Library	2
3. Numerical Method to Solve the Stationary Transport Equation	9
3.1. Direct Integration Method	9
3.2. Calculation of the Anisotropic Scattering Source	12
4. Example of Application	18
5. Input Card Formats	20
6. Concluding Remarks	27
Acknowledgments	28
References	29

## 1. ま え が き

原子炉の外套部、反射体、遮蔽などの周辺部では、炉心から遠ざかるに従って中性子束（特に高速中性子束）の非等方性が大きくなり、球面調和関数展開法を用いた輸送方程式の解法では十分に非等方性を記述しえない。また計算時間や計算機の記憶容量の面から展開項の数には実際上の限度があり、項数を増やせば確実に計算費用は増大するが、それに見合った精度の増加が得られないように見える。従って中性子が原子核に衝突して散乱される際、断面積の散乱角依存性を直交関数展開をせずに、データとしてそのまま数値計算に用いる方が精度と計算効率が良くなることは容易に考えられることである。現在の核データは非弾性散乱に対しては断面積の角度依存のデータは不十分であるが、弾性散乱については一応データが与えられている。一方電子計算組織も規模、性能共に進歩が著しく、複雑なアルゴリズムのコード化さえいとわなければ、上述の直接的な数値計算が可能となってきており、すでに1970年前後から竹内らにより弾性散乱源に対して直接積分法を用いたMENE<sup>(1)</sup>、PALLAS<sup>(2)</sup>コードが発表されている。これらのコードは散乱源が与えられたあとの輸送方程式の空間、角度座標についての積分も角度分点で決められた方向に沿って方程式を直接積分する方法を用いている。しかし中性子のエネルギーに関しては通常多群モデルを用いてなく、各エネルギー分点での $E\phi(E)$ の値を求めている。源が連続スペクトルで与えられている場合は、レサジー巾で0.1程度のエネルギー分点を用いれば、高速中性子領域でも十分な精度が得られることが経験的に確かめられているが、単色エネルギー源に対しては、さらに細分化されたエネルギー点で計算することが必要となる。

1978年前後から高橋ら<sup>(3),(4)</sup>によって非弾性散乱等も含めた $I_{\pm}$ 法、 $I^*$ 法に基づくNITRANコードが開発されている。ここでは散乱源を正確に求め、これを微分型の解法( $S_n$ 法)によるANISNコード<sup>(12)</sup>へ線源項として入力する方法を取っている。原研においても、使用済核燃料取扱施設等の遮蔽安全解析の目的で、ルジャンドル展開法によらないRADHEAT-V4コードシステム<sup>(5)</sup>を開発中であるが、やはりANISN、DOT-3.5<sup>(13)</sup>等の $S_n$ コードが改訂されて用いられている。

1979年9月から開発を始めたPALLAS-TSコードは、1次元平板および球体系用のコードであり、原研における核融合炉物理用中性子源(Fusion Neutronics Source, FNS)を用いた核融合ブランケット模擬実験の解析のため、1次元PALLAS-PL、SP<sup>(2)</sup>とNITRAN<sup>(4)</sup>の手法を参考にして新たに作成されたものであり、より一般化された放射線輸送コード、遮蔽計算コード開発の土台とすべく試作したものである。本コードの特長としては次のような点が上げられる。

- (1) 弾性散乱と離散レベルでの非弾性散乱を(データの有る限り)非等方で取扱う。核データとして重心系等方のデータしか存在しないレベルも、軽い核の場合は実験室系で非等方になるので、データの存在しているレベルはすべてレベル毎に処理する。
- (2) 中性子束の空間、角度分布はPALLAS-PL、SP<sup>(2)</sup>のように角度分点で決められた方向に沿って輸送方程式を直接積分して解く。角度分点はガラス求積法の積分点を方向余弦

( $\cos \theta$ )とるように選び、現在20分点を用いている。球型の場合、半径方向が $\theta = 0$ であり、ガラスの第1分点 ( $\cos \theta = 0.9931286$ ) はこれとやや異なるので、 $\theta = 0$ の方向へ単方向入射源がある場合は、第1分点の非散乱項のみは半径方向への点減衰核から求めた値を用いて誤差の混入を避けた。従来までの計算例ではPALLAS-TSは $S_n$ 法に較べて2~3倍の計算速度をもっている(第4章参照)。

(3) PALLAS-PL, SPとの相異は(1)の非弾性散乱の扱いのほかに、通常が多群モデルを導入したことである。これにより反復法を用いることができるようにし、単色エネルギー源の場の群の細分化を不必要とした。また反復毎に中性子バランスによる規格化を行って収束を速くしている。群モデルの導入により、二重微分散乱断面積の二重積分の計算が必要になるので、PALLAS-PL, SPより計算速度は小さくなるが、大容量記録装置(MSS)に散乱核を予め全部記憶させておくことにより計算時間の節約をはかった。群毎の反復は各空間点、各角度分点での中性子束に対する収束判定条件を $10^{-3}$ とした場合でも4乃至13回で収束している。

以上の(1)~(3)までのモデルの組合わせは前例のないものであり、今後角度依存の核データが完備するにつれて精度のより一層の向上が期待できる。本コード作成過程で得られた経験をもとに2次元、3次元コードを開発し、また二次ガンマ線の計算も含めて、核融合炉遮蔽をはじめ、種々の原子力施設の放射線輸送計算に使用しうるコードシステムとして実用化をはかっていきたい。

## 2. 群定数ライブラリー

ライブラリーはPROF-GROUCH-G IIコード<sup>(6)</sup>を改造し、散乱の非等方性を表わすため核データファイルに格納されているルジャンドル係数のエネルギー内挿オプション、離散レベル非弾性散乱の部分断面積の群定数化オプションを設けて、ENDF/B-IVファイル<sup>(11)</sup>から作成した。

### (1) 核種とコード番号

順序	核種	コード番号	原子量(中性子質量単位)
1	H	11	1.0000
2	D	12	1.9970
3	T	13	2.9901
4	<sup>6</sup> Li	36	5.9634
5	<sup>7</sup> Li	37	6.9557
6	Be	40	8.9348
7	<sup>10</sup> B	50	9.9269
8	<sup>11</sup> B	51	10.9150
9	C	60	11.8969
10	N	70	13.8830

( $\cos \theta$ )とるように選び、現在20分点を用いている。球型の場合、半径方向が $\theta = 0$ であり、ガラスの第1分点( $\cos \theta = 0.9931286$ )はこれとやや異なるので、 $\theta = 0$ の方向へ単方向入射源がある場合は、第1分点の非散乱項のみは半径方向への点減衰核から求めた値を用いて誤差の混入を避けた。従来までの計算例ではPALLAS-TSは $S_n$ 法に較べて2~3倍の計算速度をもっている(第4章参照)。

(3) PALLAS-PL, SPとの相異は(1)の非弾性散乱の扱いのほかに、通常が多群モデルを導入したことである。これにより反復法を用いることができるようにし、単色エネルギー源の場の群の細分化を不必要とした。また反復毎に中性子バランスによる規格化を行って収束を速くしている。群モデルの導入により、二重微分散乱断面積の二重積分の計算が必要になるので、PALLAS-PL, SPより計算速度は小さくなるが、大容量記録装置(MSS)に散乱核を予め全部記憶させておくことにより計算時間の節約をはかった。群毎の反復は各空間点、各角度分点での中性子束に対する収束判定条件を $10^{-3}$ とした場合でも4乃至13回で収束している。

以上の(1)~(3)までのモデルの組み合わせは前例のないものであり、今後角度依存の核データが完備するにつれて精度のより一層の向上が期待できる。本コード作成過程で得られた経験をもとに2次元、3次元コードを開発し、また二次ガンマ線の計算も含めて、核融合炉遮蔽をはじめ、種々の原子力施設の放射線輸送計算に使用しうるコードシステムとして実用化をはかっていきたい。

## 2. 群定数ライブラリー

ライブラリーはPROF-GROUCH-G IIコード<sup>(6)</sup>を改造し、散乱の非等方性を表わすため核データファイルに格納されているルジャンドル係数のエネルギー内挿オプション、離散レベル非弾性散乱の部分断面積の群定数化オプションを設けて、ENDF/B-IVファイル<sup>(11)</sup>から作成した。

### (1) 核種とコード番号

順序	核種	コード番号	原子量(中性子質量単位)
1	H	11	1.0000
2	D	12	1.9970
3	T	13	2.9901
4	<sup>6</sup> Li	36	5.9634
5	<sup>7</sup> Li	37	6.9557
6	Be	40	8.9348
7	<sup>10</sup> B	50	9.9269
8	<sup>11</sup> B	51	10.9150
9	C	60	11.8969
10	N	70	13.8830



順序	核種	コード番号	原子量(中性子質量単位)
11	O	80	15.8580
12	Na	110	22.7923
13	Al	130	26.7500
14	Cr	240	51.5490
15	Mn	250	54.4661
16	Fe	260	55.3650
17	Ni	280	58.1826
18	Cu	290	62.9940
19	Zr-2	400	90.4360
20	Mo	420	95.1160
21	Pb	820	205.4300
22	<sup>232</sup> Th	902	230.0400
23	<sup>233</sup> U	923	231.0430
24	<sup>235</sup> U	925	233.0250
25	<sup>238</sup> U	928	236.0060
26	<sup>239</sup> Pu	949	236.9990
27	<sup>240</sup> Pu	940	237.9920
28	<sup>241</sup> Pu	941	238.9780
29	<sup>242</sup> Pu	942	240.1450

## (2) 群構造

16.487 MeVから0.32241 eVまでをTable 1のように120群に分割して群定数ライブラリーを作成した。熱群(第121群)のデータは衝突確率法によるセル計算と、ANISNの組合せにより、別途SRACコード<sup>(7)</sup>で問題毎に求め、カード入力して用いる。

## (3) ファイルの構成

群定数ライブラリーは総計3721のFortranしコードからなる。(ディスクで170トラック、MSSなら249トラックを要する。)

第1レコード(1771ワード)

[EUP (121), EMID (120), DELU (120), CHI (120),  
[NCODEL (30), AW (30), LEVEL (30), Q (40, 30)]

EUP : 各群の上限エネルギー  $E_u$  (eV)

EMID :  $E_m^i = \sqrt{E_u^i E_u^{i+1}}$

DELU : レサジー巾  $\Delta u^i = \ln \frac{E_u^i}{E_u^{i+1}}$

CHI : 核分裂スペクトル  $\chi^i$  ( $\sum_i \chi^i = 1$ )

NCODEL: 核種のコード番号

AW : 原子量

LEVEL : (非単性散乱のレベル数) + 1 ( $\leq 41$ )

Table 1-1 Group structure

\*\*\*\*\* ENERGY INFORMATION \*\*\*\*\*

GROUP NO	UPPER ENERGY	LOWER ENERGY	MIDDLE ENERGY	LEIHAQY	FISSION SPECTRUM
1	1.64872E+07	1.54883E+07	1.59799E+07	0.0625	2.8989E-05
2	1.54863E+07	1.45499E+07	1.50118E+07	0.0625	5.2779E-05
3	1.45499E+07	1.26684E+07	1.41022E+07	0.0625	9.2152E-05
4	1.36684E+07	1.28402E+07	1.32478E+07	0.0625	1.5470E-04
5	1.28402E+07	1.20623E+07	1.24452E+07	0.0625	2.5026E-04
6	1.20623E+07	1.13315E+07	1.16912E+07	0.0625	3.9105E-04
7	1.13315E+07	1.06449E+07	1.09829E+07	0.0625	5.9142E-04
8	1.06449E+07	1.00000E+07	1.03174E+07	0.0625	8.6745E-04
9	1.00000E+07	9.39413E+06	9.69233E+06	0.0625	1.2362E-03
10	9.39413E+06	8.82497E+06	9.10510E+06	0.0625	1.7114E-03
11	8.82497E+06	8.29029E+06	8.55245E+06	0.0625	2.3183E-03
12	8.29029E+06	7.78601E+06	8.03523E+06	0.0625	3.0606E-03
13	7.78601E+06	7.31615E+06	7.54840E+06	0.0625	3.9507E-03
14	7.31615E+06	6.87289E+06	7.09106E+06	0.0625	4.9933E-03
15	6.87289E+06	6.45648E+06	6.66142E+06	0.0625	6.1869E-03
16	6.45648E+06	6.06530E+06	6.25784E+06	0.0625	7.5244E-03
17	6.06530E+06	5.69782E+06	5.87669E+06	0.0625	8.9922E-03
18	5.69782E+06	5.35261E+06	5.52252E+06	0.0625	1.0571E-02
19	5.35261E+06	5.02831E+06	5.18793E+06	0.0625	1.2236E-02
20	5.02831E+06	4.72366E+06	4.87361E+06	0.0625	1.3959E-02
21	4.72366E+06	4.43747E+06	4.57622E+06	0.0625	1.5709E-02
22	4.43747E+06	4.16862E+06	4.30094E+06	0.0625	1.7454E-02
23	4.16862E+06	3.91605E+06	4.04036E+06	0.0625	1.9159E-02
24	3.91605E+06	3.67879E+06	3.79557E+06	0.0625	2.0795E-02
25	3.67879E+06	3.45590E+06	3.56561E+06	0.0625	2.2331E-02
26	3.45590E+06	3.24652E+06	3.34958E+06	0.0625	2.3743E-02
27	3.24652E+06	3.04982E+06	3.14663E+06	0.0625	2.5006E-02
28	3.04982E+06	2.86504E+06	2.95599E+06	0.0625	2.6109E-02
29	2.86504E+06	2.69146E+06	2.77689E+06	0.0625	2.7034E-02
30	2.69146E+06	2.52839E+06	2.60865E+06	0.0625	2.7775E-02
31	2.52839E+06	2.37520E+06	2.45060E+06	0.0625	2.8327E-02
32	2.37520E+06	2.23129E+06	2.30212E+06	0.0625	2.8692E-02
33	2.23129E+06	2.09611E+06	2.16264E+06	0.0625	2.8877E-02
34	2.09611E+06	1.96911E+06	2.03162E+06	0.0625	2.8886E-02
35	1.96911E+06	1.84981E+06	1.90853E+06	0.0625	2.8732E-02
36	1.84981E+06	1.73773E+06	1.79287E+06	0.0625	2.8425E-02
37	1.73773E+06	1.63245E+06	1.68427E+06	0.0625	2.7980E-02
38	1.63245E+06	1.53354E+06	1.58222E+06	0.0625	2.7412E-02
39	1.53354E+06	1.44063E+06	1.48636E+06	0.0625	2.6739E-02
40	1.44063E+06	1.35335E+06	1.39631E+06	0.0525	2.5572E-02

Table 1-2 Group structure (continued)

GROUP NO	UPPER ENERGY	LOWER ENERGY	MIDDLE ENERGY	LETHARGY	FISSION SPECTRUM
41	1.25225E+06	1.27125E+05	1.31171E+05	0.0625	2.5129E-02
42	1.27125E+06	1.19432E+06	1.23223E+06	0.0625	2.4224E-02
43	1.19432E+06	1.12196E+06	1.15755E+06	0.0625	2.5271E-02
44	1.12196E+06	1.05298E+06	1.08744E+06	0.0625	2.2283E-02
45	1.05298E+06	9.20137E+05	9.90126E+05	0.1250	4.1520E-02
46	9.20137E+05	8.29843E+05	8.73783E+05	0.1250	2.7425E-02
47	8.29843E+05	7.24291E+05	7.71110E+05	0.1250	3.3404E-02
48	7.24291E+05	6.39273E+05	6.80502E+05	0.1250	2.9557E-02
49	6.39273E+05	5.64156E+05	6.09541E+05	0.1250	2.5954E-02
50	5.64156E+05	4.97866E+05	5.29976E+05	0.1250	2.2627E-02
51	4.97866E+05	4.39265E+05	4.67702E+05	0.1250	1.9627E-02
52	4.39265E+05	3.87736E+05	4.12746E+05	0.1250	1.4532E-02
53	3.87736E+05	3.42178E+05	3.64247E+05	0.1250	1.2424E-02
54	3.42178E+05	2.91971E+05	3.21446E+05	0.1250	1.0582E-02
55	3.01971E+05	2.66488E+05	2.82675E+05	0.1250	8.9870E-03
56	2.66488E+05	2.32175E+05	2.50242E+05	0.1250	7.6093E-03
57	2.32175E+05	2.07541E+05	2.20927E+05	0.1250	6.4277E-03
58	2.07541E+05	1.83155E+05	1.94957E+05	0.1250	5.4172E-03
59	1.83155E+05	1.61623E+05	1.72058E+05	0.1250	4.5570E-03
60	1.61623E+05	1.42641E+05	1.51840E+05	0.1250	3.8267E-03
61	1.42641E+05	1.25868E+05	1.33599E+05	0.1250	3.2080E-03
62	1.25868E+05	1.11089E+05	1.18252E+05	0.1250	2.6861E-03
63	1.11089E+05	9.80355E+04	1.04358E+05	0.1250	2.2447E-03
64	9.80355E+04	8.65160E+04	9.20958E+04	0.1250	1.8775E-03
65	8.65160E+04	7.62501E+04	8.12742E+04	0.1250	1.5672E-03
66	7.62501E+04	6.72787E+04	7.17242E+04	0.1250	1.3072E-03
67	6.72787E+04	5.94615E+04	6.22964E+04	0.1250	1.0893E-03
68	5.94615E+04	5.24746E+04	5.58589E+04	0.1250	9.0751E-04
69	5.24746E+04	4.63086E+04	4.92952E+04	0.1250	7.5549E-04
70	4.63086E+04	4.08672E+04	4.35029E+04	0.1250	6.2863E-04
71	4.08672E+04	3.60652E+04	3.83912E+04	0.1250	5.2282E-04
72	3.60652E+04	3.18274E+04	3.38601E+04	0.1250	4.3470E-04
73	3.18274E+04	2.80876E+04	2.98991E+04	0.1250	3.6129E-04
74	2.80876E+04	2.47872E+04	2.63859E+04	0.1250	3.0019E-04
75	2.47872E+04	2.18746E+04	2.32854E+04	0.1250	2.4926E-04
76	2.18746E+04	1.93042E+04	2.05492E+04	0.1250	2.0902E-04
77	1.93042E+04	1.50342E+04	1.70360E+04	0.2500	2.6121E-04
78	1.50342E+04	1.17066E+04	1.32676E+04	0.2500	1.7991E-04
79	1.17066E+04	9.11870E+03	1.03228E+04	0.2500	1.2386E-04
80	9.11870E+03	7.10165E+03	8.04723E+03	0.2500	

Table 1-3 Group structure (continued)

GROUP NO	UPPER ENERGY	LOWER ENERGY	MIDDLE ENERGY	LETHARGY	FISSION SPECTRUM
81	7.10165E+03	5.53077E+03	6.26718E+03	0.2500	5.5233E-05
82	5.52077E+02	4.30737E+03	4.88069E+03	0.2500	5.6540E-05
83	4.30737E+02	3.35458E+02	3.80124E+03	0.2500	4.0334E-05
84	3.35458E+03	2.61255E+03	2.96041E+03	0.2500	2.7728E-05
85	2.61255E+03	2.03466E+03	2.30557E+03	0.2500	1.9072E-05
86	2.03466E+03	1.58459E+03	1.79558E+03	0.2500	1.3114E-05
87	1.58459E+03	1.23406E+03	1.39840E+03	0.2500	9.0155E-06
88	1.23408E+02	9.61103E+02	1.08907E+02	0.2500	5.3624E-06
89	9.61103E+02	7.48508E+02	8.48171E+02	0.2500	0.0
90	7.48508E+02	5.82536E+02	6.60556E+02	0.2500	0.0
91	5.82938E+02	4.53992E+02	5.14441E+02	0.2500	0.0
92	4.53992E+02	3.52570E+02	4.00647E+02	0.2500	0.0
93	3.53570E+02	2.75260E+02	3.12024E+02	0.2500	0.0
94	2.75360E+02	2.14451E+02	2.43005E+02	0.2500	0.0
95	2.14451E+02	1.67014E+02	1.89252E+02	0.2500	0.0
96	1.67014E+02	1.30071E+02	1.47390E+02	0.2500	0.0
97	1.30071E+02	1.01299E+02	1.14787E+02	0.2500	0.0
98	1.01259E+02	7.88920E+01	8.93964E+01	0.2500	0.0
99	7.88920E+01	6.14412E+01	6.96220E+01	0.2500	0.0
100	6.14412E+01	4.78504E+01	5.42216E+01	0.2500	0.0
101	4.78504E+01	3.72659E+01	4.22279E+01	0.2500	0.0
102	3.72659E+01	2.90227E+01	3.28871E+01	0.2500	0.0
103	2.90227E+01	2.26029E+01	2.56125E+01	0.2500	0.0
104	2.26029E+01	1.76032E+01	1.99470E+01	0.2500	0.0
105	1.76032E+01	1.37094E+01	1.55347E+01	0.2500	0.0
106	1.37094E+01	1.06769E+01	1.20985E+01	0.2500	0.0
107	1.06769E+01	8.31515E+00	9.42230E+00	0.2500	0.0
108	8.31515E+00	6.47584E+00	7.33609E+00	0.2500	0.0
109	6.47584E+00	5.04339E+00	5.71491E+00	0.2500	0.0
110	5.04339E+00	3.92780E+00	4.45079E+00	0.2500	0.0
111	3.92780E+00	3.05897E+00	3.46627E+00	0.2500	0.0
112	3.05897E+00	2.38232E+00	2.69952E+00	0.2500	0.0
113	2.38232E+00	1.85536E+00	2.10240E+00	0.2500	0.0
114	1.85526E+00	1.44495E+00	1.63735E+00	0.2500	0.0
115	1.44495E+00	1.12532E+00	1.27517E+00	0.2500	0.0
116	1.12523E+00	8.76409E-01	9.92101E-01	0.2500	0.0
117	8.76409E-01	6.82548E-01	7.73428E-01	0.2500	0.0
118	6.82548E-01	5.31569E-01	6.02246E-01	0.2500	0.0
119	5.31569E-01	4.13986E-01	4.69106E-01	0.2500	0.0
120	4.13986E-01	3.22413E-01	3.65341E-01	0.2500	0.0

Q : Q-value

第2～3721レコードまでは各群について31レコードづつ第1～120群まで繰返して入っている。

各群での第1～31レコードの内容は、

[LEV, (LGEN(L), SSS(L), (FC(LG, L), LG=1, LGEN(L)), L=1, LEV)]

が核種について29レコード、次にdummy record(第30番目の核種)、最後に角度依存性のないデータが全核種まとめて、

[SST(30), SSFNU(30), SSF(30), SSC(30), SS0(120, 30)]

が1レコードに入っている。

LEV : (非弾性散乱の離散レベル数) + 1 = LEVEL(N)

LGEN(L) :  $l$  番目のレベルのルジャンドル係数 ( $a_L^l$ ) の項数 ( $a_0^l = 1$  を含まない)。  
( $l = 1$  : elastic)

SSS(L) :  $l$  番目のレベルの励起断面積 ( $l = 1$  : elastic)

FC(LG, L) : ルジャンドル係数  $a_L^l$  ( $a_0^l = 1$  は入っていない)

SST : 全断面積  $\sigma_t$

SSFNU : 生成断面積  $\nu \sigma_f$

SSF : 分裂断面積  $\sigma_f$

SSC : 捕獲断面積  $\sigma_c$

SS0 : 連続レベルの非弾性散乱, ( $n, 2n$ ), ( $n, 3n$ ) 等の反応による群遷移マトリックスの和で実験室系で等方と仮定している。SS0(J, M) の  $J=1$  は自群散乱, 以下  $J$  が増加するに従って下の群への減速散乱を表わす。

[レコード] 内で SST(30), EUP(121) 等と記した数字の意味は連続して入っているワード数を表わす。

#### (4) 共鳴自己遮蔽因子

今回作成したライブラリーでは共鳴自己遮蔽因子は考慮していない。今後の検討により、自己遮蔽因子を用いた少数群計算を行えるようにすることも可能としたい。ENDF/B-IV の引用については Table 2 に示す。

Table 2 List of nuclides cited from ENDF/B-IV nuclear data file

Material	MAT(MOD)	Authors	Institution
H	1269(2)	L. Stewart, R.J. Labaue and P.G. Young	LASL
D	1120(0)	B.R. Leonard and K.B. Stewart	BNW
T	1169(1)	Leona Stewart	LASL
Li-6	1271(0)	G.M. Hale, D. Dodder and P. Young	LASL
Li-7	1272(0)	R.J. Labouue, L. Stewart and M. Battat	LASL
Be-9	1289(2)	R.J. Howerton and Perkins	LLL
B-10	1293(0)	G.M. Hale, R.A. Nisley and P.G. Young	GE-BNL
B-11	1160(0)	C. Cowan	GE-BNL
C-12	1274(0)	F.G. Perey and C.Y. Fu	ORNL
N-14	1275(4)	P. Young, D. Foster, Jr. and G. Hale	LASL
O-16	1276(2)	P. Young, D. Foster, Jr. and G. Hale	LASL
Na-23	1156(0)	N.C. Paik and Pitterle	WARD-ORNL
Al-27	1193(3)	P.G. Young and D.G. Foster, Jr.	LASL
Cr	1191(0)	A. Prince	BNL(NNCSC)
Mn	1197(0)	H. Takahashi	BNL
Fe	1192(0)	F.G. Perey, C.Y. Fu, W.E. Kinney and R.Q. Wright	ORNL
Ni	1190(0)	M.R. Bhat	BNL(NNCSC)
Cu	1295(1)	M.K. Drake and F.P. Fricke	SAI
Zr-2	1284(0)	B.R. Leonard, Jr.	BNW
Mo	1287(0)	R.J. Howerton	LLL
Pb	1288(5)	C.Y. Fu and F.G. Perey	ORNL
Th-233	1296(0)	Wittkoph, Rog and Livolsi	BAW
U-233	1260(0)	N.M. Steen	BAPL
U-235	1261(0)	L. Stewart, H. Alter and R. Hunter	LASL, AI
U-238	1262(0)	N.C. Paik	WARD
Pu-239	1264(0)	B.A. Hutchins, H. Hunter, L. Stewart and R. Labaue	LASL
Pu-240	1265(0)	E. Pennington and H. Hummel	ANL
Pu-241	1266(0)	H. Hummel and E. Pennington	ANL
Pu-242	1161(0)	H. Alter and Dunford	AI, ANC

### 3. 定常輸送方程式の数値解法

定常状態における多群輸送方程式は次のように書かれる。

$$\vec{\Omega} \cdot \text{grad } \phi^i(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma_t^i(\vec{r}) \phi^i(\vec{r}) = q^i(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで記号は通常用いられているものである。右辺は、

$$q^i(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \sum_m N^m(\vec{r}) \sum_{j=1}^i \int d\vec{\Omega}' \frac{\phi^j(\vec{r}, \vec{\Omega}')}{\Delta E_j} \int dE' \int dE \cdot \\ \cdot \sum_{\ell} \sigma_{\text{aniso}, \ell}^m(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E) \\ + \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^i \Sigma_{\text{iso}}^{j \rightarrow i}(\vec{r}) \phi^j(\vec{r}) + S^i(\vec{r}, \vec{\Omega}),$$

i : group ,

m: nuclide ,

ℓ: level (ℓ=0 は弾性散乱) ,

$$\phi^i(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_{\Delta E_i} \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) dE,$$

$$\phi^i(\vec{r}) = \int \phi^i(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\vec{\Omega},$$

$$S^i(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_{\Delta E_i} \mathcal{S}(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) dE \quad (\text{outer source}),$$

$\sigma_{\text{aniso}, \ell}^m(\vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E)$ : 弾性散乱 (ℓ=0) および離散レベル毎の非弾性散乱の二重微分断面面積

である。

#### 3.1 直接積分法

$\vec{r}$  を  $\vec{\Omega}$  方向にたどるとき, (1)式は次のように書ける。

$$\frac{d}{dx} \phi^i(x) + \Sigma_t^i(x) \phi^i(x) = q^i(x) \quad \dots\dots\dots (2)$$

空間メッシュ点  $x_{p-1}$  での  $\phi^i$  の値  $\phi^i(x_{p-1})$  が既知で, 区間  $[x_{p-1}, x_p]$  で媒質が均質とすれば, (2)式から,

$$\phi^i(x_p) = \phi^i(x_{p-1}) e^{-(x_p - x_{p-1}) \Sigma_i^i} + \int_{x_{p-1}}^{x_p} e^{-(x_p - x') \Sigma_i^i} q^i(x') dx' \dots (3)$$

が得られる。一次元平板又は球体系のとき、それぞれ  $z$  又は  $r$  を極角  $\theta = 0$  の方向とすれば、 $\vec{Q}$  の方位角については体系の対称性から  $\phi^i(\vec{r}, \vec{Q})$  の変化はなく、極角  $\theta$  のみに依存して  $\phi^i(\vec{r}, \vec{Q})$  は変化する。 $\omega = \cos \theta$  とするとき、 $\omega$  の変域  $[-1, 1]$  上にいくつかの点を取り、 $\phi$  の  $\omega$  依存性を有限個の離散的な値での  $\phi$  を求めることにより表わすものとする。一般に  $S_n$  法と同様に偶数個の点を取るようになっており、本コードでは便宜上ガウス積分の 20 点の場合を選んだ (Table 3)。即ち区間  $[\omega_{n+1/2}, \omega_{n-1/2}]$  での  $\phi$  の値の代表値として、 $\omega_n$  での  $\phi$  の値を

Table 3 Gaussian quadrature set for  $N=20$ <sup>(2)</sup>

n	$\omega_n$	$W_n$ (weight)	$\omega_{n+\frac{1}{2}} = 1 - \sum_{j=1}^n W_j$
1	0.9931286	0.0176140	0.9823860
2	0.9639719	0.0406014	0.9417846
3	0.9122344	0.0626720	0.8791126
4	0.8391170	0.0832767	0.7958359
5	0.7463319	0.1019301	0.6939058
6	0.6360537	0.1181945	0.5757113
7	0.5108670	0.1316886	0.4440227
8	0.3737061	0.1420961	0.3019266
9	0.2277858	0.1491731	0.1527535
10	0.0765265	0.1527535	0.
11	-0.0765265	0.1527535	-0.1527535
12	-0.2277858	0.1491731	-0.3019266
13	-0.3737061	0.1420961	-0.4440227
14	-0.5108670	0.1316886	-0.5757113
15	-0.6360537	0.1181945	-0.6939058
16	-0.7463319	0.1019301	-0.7958359
17	-0.8391170	0.0832767	-0.8791126
18	-0.9122344	0.0626720	-0.9417846
19	-0.9639719	0.0406014	-0.9823860
20	-0.9931286	0.0176140	-1.

求める。数値計算では  $n = 20$  の方向から始めて、 $n = 11$  の方向まで求めることを体系の外側から原点 ( $r = 0$ ) まで行い、次に  $n = 10$  の方向から始めて、 $n = 1$  の方向まで原点から最外側まで  $\phi$  を求めてゆく。 $\phi(x_{p-1})$  の決定法は、平板の場合は特に内挿等の問題はないが、球形の



場合は  $x_p$  における  $\omega_n$  の方向が  $x_{p-1}$  においては  $\omega_n$  からのずれを生ずるので、 $\theta = \cos^{-1} \omega$  に関する内挿が必要になる<sup>(2)</sup>。内向きの  $\phi$  を求めるとき ( $n=20, 19, \dots, 11$ ) は、 $\phi(r_{p+1}, \omega_n)$  が既知であり、これから

$$\omega' = -\sqrt{r_{p+1}^2 - r_p^2 (1 - \omega_n^2)} / r_{p+1}$$

の方向 ( $\theta'$ ) へ内挿して  $\phi(r_{p+1}, \omega')$  を求めて  $\phi(x_{p-1})$  とする。飛程は

$$x_p - x_{p-1} = r_p \omega_n - r_{p+1} \omega'$$

で与えられる。外向きの場合 ( $n=10, 9, \dots, 1$ ) は、 $n=10$  付近では  $r_p \sqrt{1 - \omega_n^2} > r_{p-1}$  となり、半径  $r_{p-1}$  の球殻に触れない飛程で計算することになるので、 $r_{p-1} < r' < r_p$  なる  $r'$  で  $\omega_{n+1}$  の方向の  $\phi$  を求める。この場合  $\phi(r_p, \omega_{n+1})$  と  $\phi(r_{p-1}, \omega_{n+1})$  は既知であるから、この両者から  $r$  に関する内挿を行う。 $x_p - x_{p-1} = r_p \omega_n - r' \omega_{n+1}$  である。次に、 $r_p \sqrt{1 - \omega_n^2} \leq r_{p-1}$  になると半径  $r_{p-1}$  の球殻上の  $\phi(r_{p-1}, \omega_{n+1})$  と  $\phi(r_{p-1}, \omega_n)$  から  $\omega' = \sqrt{r_{p-1}^2 - r_p^2 (1 - \omega_n^2)} / r_{p-1}$  へ内挿し、 $x_p - x_{p-1} = r_p \omega_n - r_{p-1} \omega'$  とする。内向きの場合も外向きの場合も、 $r$  のメッシュ巾によっては  $\omega'$  が必ずしも  $[\omega_{n+1}, \omega_n]$  の区間に入らずもっと大きい  $n$  の区間に入ることもあり、 $n=20$  のときは外挿になることがある。外挿値が負のときは  $\phi(x_{p-1}) = 0$  とする。球形で  $n=1$  の場合はこの内挿が大きな誤差を生ずることになるので、 $n=1$  の場合に限り、半径方向の非散乱線の減衰式を援用して

$$\phi(r_{p-1}) = \frac{r_{p-1}^2}{r_p^2} \phi(r_{p-1}, \omega_1) \dots \dots \dots (4)$$

$$x_p - x_{p-1} = r_p - r_{p-1}$$

とした。(4)を(3)の右辺第1項へ代入すれば非散乱項が点状核のモデルで求められることになる。

散乱源の  $x_{p-1}$  における値の求め方も  $\phi(x_{p-1})$  の内外挿法に準ずる。散乱源の区間  $[x_{p-1}, x_p]$  における分布は一般に直線で内挿しているが、例えば平板で  $\omega \neq 0$  のときの飛程は非常に長いので直線内挿では誤差を生ずることになる。増倍領域でない場合に限り、区間の両端の散乱源の比が2以上でかつ両者共0でないときは、下に凸なる関数として  $ae^{bx}$  を用いて内挿している。

散乱源と独立源は数値計算上、別の項として扱う。例えば、第4章の例では球の中心に14 MeV の等方源が独立な源として与えられ、 $\int S(0, \vec{\Omega}) d\vec{\Omega} = 1$  となっているが、

$$S(r, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \delta(r)$$

とおくと、(4)式の適用のさい  $r_{p-1}^2 = 0$  となってしまうので、

$$S(r, \omega) = \frac{1}{4\pi r_1^2} \delta(r - r_1) \times \frac{1}{2\pi W_1} \delta(\omega - \omega_1)$$

とおいた。従って単色、単方向、球殻線源として扱っている。

(1式右辺の  $q^i(\vec{r}, \vec{Q})$  内の  $S^i(\vec{r}, \vec{Q})$  を除いた散乱源の項には、同一位相空間  $(\vec{r}, \Delta\vec{Q}, \Delta E_j)$  内からの散乱も含まれている ( $\Delta\vec{Q}$  は等方散乱項については  $2\pi W_n$  であり、非等方散乱項については  $2\Delta\phi_n$  (§ 3.2) である)。この寄与分を(1式の両辺から差引いたものを(2)式とする。即ち(2式の  $\Sigma_{t,q}$  は厳密には(1)式のものとは異なる。

### 3.2 非等方散乱源の計算

(1)式の下式の右辺第1項の計算法について述べる。 $m, \Sigma_m, N^m, \Sigma_j, \ell, \Sigma_\ell$  を省略して、

$$I = \int d\vec{Q}' \frac{\phi^j(\vec{r}, \vec{Q}')}{\Delta E_j} \int dE' \int dE \sigma_{\text{aniso}}(\vec{Q}' \rightarrow \vec{Q}, E' \rightarrow E) \dots \dots \dots (5)$$

とする。 $\vec{r}$  において半径1の球を描き (Fig. 1) その上で散乱前の中性子の方向を  $\vec{Q}'(\theta', \phi')$ 、散乱後の中性子の方向を  $\vec{Q}(\theta, \phi)$ 、散乱角を  $\Theta$  で表わし、次の定義を行う。

$$\left. \begin{array}{l} \text{極角} \quad \left\{ \begin{array}{l} \omega' = \cos \theta' \quad (\text{散乱前}) \\ \omega = \cos \theta \quad (\text{散乱後}) \end{array} \right\} \quad (\text{実験室系}) \\ \text{散乱角} \quad \left\{ \begin{array}{l} \xi = \cos \Theta \\ \mu = \cos \mathcal{L} \quad (\text{重心系}), \end{array} \right. \end{array} \right\}$$

$$\beta^2 = 1 - \frac{A+1}{A} \frac{Q}{E'}$$

A : 中性子質量を単位とした原子量 (Table 1),  
 Q : Q-value ( $Q > 0$ , 弾性散乱のとき  $Q = 0$ ),

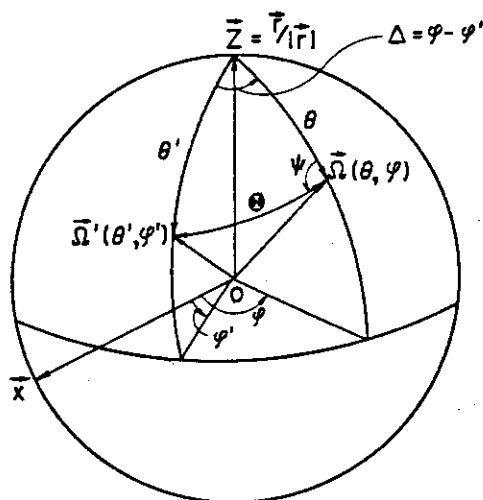


Fig. 1 Spherical triangle  $\vec{Z}\vec{Q}'\vec{Q}$  on the unit sphere

$$E' \geq \frac{A+1}{A} Q \equiv E_{\text{threshold}}$$

エネルギー保存則と運動量保存則から、

$$\xi = \frac{A+1}{2} \sqrt{\frac{E'}{E}} - \frac{1}{2} \frac{A^2 \beta^2 - 1}{A+1} \sqrt{\frac{E}{E'}}$$

$$\mu = \frac{(A+1)^2}{2A\beta} \cdot \frac{E}{E'} - \frac{A^2 \beta^2 + 1}{2A\beta} \dots\dots\dots (6)$$

$$\xi = \frac{1+A\beta\mu}{\sqrt{1+2A\beta\mu+A^2\beta^2}} = \frac{1+A\beta\mu}{(1+A)\sqrt{\frac{E}{E'}}} \dots\dots\dots (7)$$

が得られ、(6)式から

$$\frac{\partial \mu}{\partial E} = \frac{(A+1)^2}{2A\beta E'} \equiv g(E')$$

が得られる。文献(8)の(10.7a)式と同様に

$$\sigma_{\text{aniso}}(\vec{Q}' \rightarrow \vec{Q}, E' \rightarrow E) = \sigma(E', \mu) \frac{d\mu}{d\xi} d\{E - E(E')\}$$

$$E(E') = E' - \frac{2AE'}{(A+1)^2} (1 - \beta\mu) - \frac{A^2 E'}{(A+1)^2} (1 - \beta^2)$$

ここで

$$\delta\{E - E(E')\} = \delta\{\xi - \xi(\mu)\} \frac{\partial \xi}{\partial E}$$

$$\xi(\mu) = (1+A\beta\mu) / \sqrt{1+2A\beta\mu+A^2\beta^2}$$

を代入すれば、

$$\sigma_{\text{aniso}}(\vec{Q}' \rightarrow \vec{Q}, E' \rightarrow E) = \sigma(E', \mu) \frac{\partial \mu}{\partial E} \delta\{\xi - \xi(\mu)\}$$

$$= \sigma(E') f(E', \mu) g(E') \delta\{\xi - \xi(\mu)\} \dots\dots\dots (8)$$

となる。ただし

$$2\pi \int_{-1}^1 f(E', \mu) d\mu = 1$$

即ち、重心系で等方散乱のとき  $f(E', \mu) \equiv 1/4\pi$  である。Fig. 1で

$$\vec{Q} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$$

$$\vec{Q}' = (\sin \theta' \cos \varphi', \sin \theta' \sin \varphi', \cos \theta')$$

$$\cos \theta = (\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}') = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos (\varphi - \varphi')$$

三角形  $\vec{Z}, \vec{\Omega}, \vec{\Omega}'$  で  $\theta'$  と  $\theta$ ,  $\Delta$  と  $\psi$  をそれぞれ入れ替えても同じ関係が成立つと考えれば,

$$\cos \theta' = \cos \theta \cos \theta + \sin \theta \sin \theta \cos \psi$$

これら二つの球面三角の公式を本節の初めに定義した記号で書き直すと,

$$\xi = \omega \omega' + \sqrt{1 - \omega^2} \sqrt{1 - \omega'^2} \cos (\varphi - \varphi') \dots\dots\dots (9)$$

$$\omega' = \omega \xi + \sqrt{1 - \omega^2} \sqrt{1 - \xi^2} \cos \psi \dots\dots\dots (10)$$

(9), (10) 式から

$$J = \begin{vmatrix} \frac{\partial \omega'}{\partial \xi} & \frac{\partial \omega'}{\partial \psi} \\ \frac{\partial \varphi'}{\partial \xi} & \frac{\partial \varphi'}{\partial \psi} \end{vmatrix} = \frac{\sqrt{1 - \omega^2} \sqrt{1 - \xi^2} \sin \psi}{\sqrt{1 - \omega^2} \sqrt{1 - \omega'^2} \sin (\varphi - \varphi')} = 1$$

が容易に証明できる。この式の右側の等号は(9), (10) 式を  $\cos (\varphi - \varphi')$ ,  $\cos \psi$  についてそれぞれ解いて, それらの2乗を1から減ずれば,

$$\begin{aligned} \sqrt{1 - \omega^2} \sqrt{1 - \xi^2} \sin \psi &= \sqrt{1 - \omega^2 - \omega'^2 - \xi^2 + 2 \omega \omega' \xi} \\ \sqrt{1 - \omega^2} \sqrt{1 - \omega'^2} \sin (\varphi - \varphi') &= \sqrt{1 - \omega^2 - \omega'^2 - \xi^2 + 2 \omega \omega' \xi} \end{aligned}$$

となることから明らかである。ここで右辺の形が  $I_1$  函数<sup>(3)</sup>と類似の形になることは興味深いことである。文献(3)によれば,

$$\sum_{L=0}^{\infty} \frac{2L+1}{2} P_L(\omega) P_L(\omega') P_L(\xi) = \left[ \pi \sqrt{1 - \omega^2 - \omega'^2 - \xi^2 + 2 \omega \omega' \xi} \right]^{-1}$$

であり, 以下に述べる積分法が在来の  $P_L$  近似の考えからすれば  $P_{\infty}$  に相当することがわかる。Fig. 2 から明らかのように,  $\vec{\Omega}$  を通る子午線に関する対称性から  $0 \leq \psi \leq \pi$ ,  $0 \leq \varphi - \varphi' \leq \pi$  なる範囲を考えれば十分であり,  $\sin \psi \geq 0$ ,  $\sin (\varphi - \varphi') \geq 0$  の場合のみ証明すれば十分である。

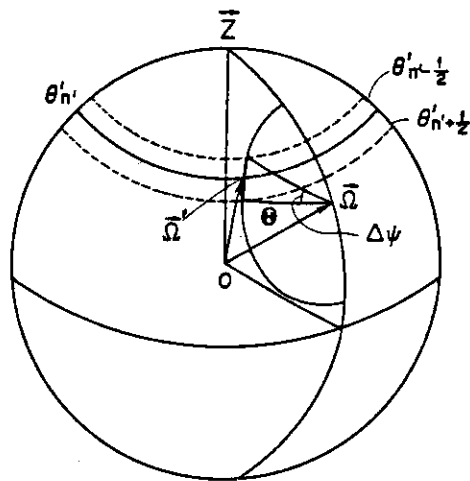


Fig.2 Azimuthal angle measure ( $\Delta\psi$ ) of scattering on the unit sphere

J = 1 が成立つから、

$$\int_{-1}^1 d\vec{\Omega}' = \int_{-1}^1 d\omega' \int_0^{2\pi} d\phi' = \int_{-1}^1 d\xi \int_0^{2\pi} d\psi \dots\dots\dots (11)$$

としてよい。従って(5)式に(8)式と(11)式を代入して、

$$I = \int_{-1}^1 d\xi \int_0^{2\pi} d\psi \frac{\phi^j(\vec{r}, \vec{\Omega}')}{\Delta E_j} \int_{\Delta E_j} dE' \int_{\Delta E_j} dE \sigma^j(E') f(E', \mu) g(E') \delta\{\xi - \xi(\mu)\}.$$

一次元の場合は  $\phi^j(\vec{r}, \vec{\Omega}')$  を  $\phi^j(r, \omega')$  と書ける。さらに現在のライブラリーでは  $\sigma(E')$ ,  $f(E', \mu)$  は群定数化されているので、 $\sigma^j f^j(\mu)$  と書くことにする。 $\int_{-1}^1 d\xi \delta\{\xi - \xi(\mu)\} = 1$  だから、

$$I = \int_0^{2\pi} d\psi \frac{\phi^j(r, \omega')}{\Delta E_j} \int_{\Delta E_j} dE' \int_{\Delta E_j} dE \sigma^j f^j(\mu) g(E')$$

となる。

ここで  $\alpha = (\frac{A-1}{A+1})^2$  とすれば、 $g(E') = \frac{2}{1-\alpha} \cdot \frac{1}{\beta E'}$  であり、

$$I = \frac{2}{1-\alpha} \sigma^j \int_{\Delta E_j} \frac{dE'}{\Delta E_j} \int_{\Delta E_j} \frac{dE}{\beta E'} f^j(\mu) \int_0^{2\pi} d\psi \phi^j(r, \omega') \dots\dots\dots (12)$$

次に  $\xi, \omega, \omega', \mu$  等を離散化して数値積分を実行する為、分点の記号を次のように定義する。

- $\xi_{m'}$  :  $\xi$  の分点,  $m' = 1 \sim 40$  (等分割区間の中点)
- $\omega_n$  :  $\omega$  の分点,  $n = 1 \sim 20$  (ガウス, Table 3)
- $\omega'_{n'}$  :  $\omega'$  の分点,  $n' = 1 \sim 20$  (同上)
- $\mu_{k'}$  :  $\mu$  の分点  $k' = 1 \sim 40$  (等分割区間の中点)

区間  $\omega'_{n'-1/2} \geq \omega' \geq \omega'_{n'+1/2}$  で  $\phi^j(r, \omega')$  は  $\omega'$  に関して一定とする ( $n' = 0$  のとき  $\omega'_{n'+1/2} = 1.0$ )。この区間で

$$W_{n'nm'}^* = 2 \int_{\omega'_{n'-1/2}}^{\omega'_{n'+1/2}} d\psi = 2 \Delta \psi_{n'nm'}$$

$$= 2 \left[ \cos^{-1} \frac{\omega'_{n'+1/2} - \omega_n \xi_{m'}}{\sqrt{1-\omega_n^2} \sqrt{1-\xi_{m'}^2}} - \cos^{-1} \frac{\omega'_{n'-1/2} - \omega_n \xi_{m'}}{\sqrt{1-\omega_n^2} \sqrt{1-\xi_{m'}^2}} \right] \text{注}$$

---

注)  $W^* = 2 \int_{\omega'_{n'+1/2}}^{\omega'_{n'-1/2}} \left\{ -\frac{\partial}{\partial \omega'} \cos^{-1} \frac{\omega' - \omega \xi}{\sqrt{1-\omega^2} \sqrt{1-\xi^2}} \right\} d\omega' = 2\pi \int_{\omega'_{n'+1/2}}^{\omega'_{n'-1/2}} I_i(\omega', \omega) d\omega'^{(3)}$

$\xi$  の区間  $[-1, 1]$  を 40 等分し, 各インタバルの中点  $\xi_{n'}$  に対して  $W_{n'nm}^*$  をテーブル化しておく。積分 I のうちで  $\phi^j(r, \omega'_{n'})$  による  $\omega_n$  方向への散乱源の寄与分を  $I_{n'n}$  とし,

$$I_{n'n}^{j \rightarrow i} = \sum_{n'} I_{n'n}^{j \rightarrow i} = \sum_{n'} \phi^j(r, \omega'_{n'}) K_{n'n}^{j \rightarrow i}$$

と書けば,  $K$  は散乱核として取扱うことが出来る。(12) 式から

$$K_{n'n}^{j \rightarrow i} = \frac{2}{1-\alpha} \sigma^j \int_{\Delta E_j} \frac{dE'}{\Delta E_j} \int_{\Delta E_i} \frac{dE}{\beta E'} f^j(\mu) W_{n'nm}^*$$

次に  $f^j(\mu)$  を離散化する。

$$\mu_{k'} = 1.025 - 0.05 k' \quad (k' = 1 \sim 40)$$

と  $\mu$  の減る方向へ 40 点取り, 各  $\mu_{k'}$  について,

$$P_0(\mu_{k'}) = 1$$

$$P_1(\mu_{k'}) = \mu_{k'}$$

$$P_L(\mu_{k'}) = \frac{2L-1}{L} \mu_{k'} P_{L-1}(\mu_{k'}) - \frac{L-1}{L} P_{L-2}(\mu_{k'})$$

$$(2 \leq L \leq 20)$$

を用意しておき, ルジャンドル係数  $a_L$  (第 2 章) から

$$f(\mu_{k'}) = \sum_{L=0}^{20} \frac{2L+1}{2} a_L P_L(\mu_{k'}) \quad (a_0 \equiv 1)$$

をすべての  $k'$  について求め ( $f(\mu_{k'}) < 0$  となる  $k'$  では,  $f(\mu_{k'}) = 0$  とおきかえる), 次のように規格化する

$$\sum_{k'=1}^{40} f(\mu_{k'}) \equiv \frac{10}{\pi} \quad (\because \Delta \mu_{k'} = \frac{1}{20})$$

ここで

$$\sigma_{k'}^j = \frac{2}{1-\alpha} \sigma^j f^j(\mu_{k'})$$

とまとめて書けば,

$$K_{n'n}^{j \rightarrow i} = \int_{\Delta E_j} \frac{dE'}{\Delta E_j} \int_{\Delta E_i} \frac{dE}{\beta(E')E'} \sigma_{k'}^j W_{n'nm}^* \dots \dots \dots (13)$$

となって  $E'$  と  $E$  の積分だけが残る。

先ず,  $E$  の値を与えて  $E'$  の範囲を求める。

$$\beta' = \sqrt{1 + \frac{A-1}{A} \frac{Q}{E}}$$

とおけば,

$$E'_{\max} = E \left( \frac{A\beta' + 1}{A-1} \right)^2,$$

$$E'_{\min} = E \left( \frac{A\beta' - 1}{A-1} \right)^2 \quad \left( \text{但し, } E'_{\min} \geq \frac{A+1}{A} Q \right)$$

で与えられる。\$i=j\$ のときは群 \$i\$ の下限エネルギーから \$E'\_{\max}\$, \$E'\_{\min}\$ を求めて、この範囲と \$\Delta E\_i\$ との重なる部分を \$E'\$ の積分範囲とする。\$i < j\$ のときは群 \$j\$ の上限エネルギーから \$E'\_{\max}\$, 下限エネルギーから \$E'\_{\min}\$ を求め、この範囲と \$\Delta E\_j\$ との重なる部分を「\$E'\$ の積分範囲」とする。この積分範囲をさらに細分化するが、その基準は \$\mu = -1 \sim 1\$ に対応する \$E'\$ の区間が 40 等分されるように、上記の「積分範囲」を何等分 (整数 \$N'\$) するかきめる。\$N' < 1\$ なら \$N' = 1\$ に、\$N' > 40\$ なら \$N' = 40\$ とする。\$N'\$ ケの等分割された \$E'\$ の区分の各中点の \$E'\$ を基準にして、\$E'\$ から散乱された中性子の散乱後のエネルギー \$E\$ の範囲を求めると、

$$E_{\max} = E' \left( \frac{A\beta + 1}{A+1} \right)^2,$$

$$E_{\min} = E' \left( \frac{A\beta - 1}{A+1} \right)^2$$

となり、この範囲と \$\Delta E\_i\$ の重なる部分を「\$E\$ の積分範囲」とし、\$E'\$ のときと同様に \$N\$ を 1 ないし 40 の間の整数として決め、上記の「積分範囲」を \$N\$ 等分し、\$E\$ の区分の各中点の \$E\$ の値に対して積分を実行する。即ち \$N' \times N\$ ケの区分求積をすることになる。(13) 式の \$\beta(E')\$ と \$E'\$ は \$N'\$ ケの \$E'\$ から求められ、\$N' \times N\$ ケの \$E/E'\$ から (6), (7) 式を用いて \$\mu\$ と \$\xi\$ をきめ、(13) 式の \$\sigma\_{k'}^j\$, \$W\_{n'nm'}^\*\$ のテーブルの \$k'\$ と \$m'\$ を \$\mu\$, \$\xi\$ の値から決定する (例えば \$k' = [21 - 20\mu]\$ のように。但し \$k' < 1\$ なら \$k' = 1\$, \$k' > 40\$ なら \$k' = 40\$ とする)。自群へのカーネルの計算のさいは、上記で求めたもの他に、\$[EUP\_{i+1}/\alpha, EUP\_i]\$ の区間での弾性散乱による寄与分として、

$$\begin{aligned} & \int_{EUP_{i+1}/\alpha}^{EUP_i} \frac{dE'}{\Delta E_i} \int_{E'}^{E'} \frac{dE}{E'} \sigma_{k'}^i W_{n'nm'}^* \\ &= \int_{EUP_{i+1}/\alpha}^{EUP_i} \frac{dE'}{\Delta E_i} \int_{\alpha}^1 dt \sigma_{k'}^i W_{n'nm'}^*, \\ &= \frac{EUP_i - EUP_{i+1}/\alpha}{\Delta E_i} \int_{\alpha}^1 dt \sigma_{k'}^i W_{n'nm'}^* \end{aligned}$$

$$E/E' = t$$

を加える必要がある。

カーネル計算の手続きは各レベル  $l$  ( $\sum_l \cdot$ ), 各核種  $m$  ( $\sum_m N^m \cdot$ ), 各組成領域  $M$ , 散乱前の群  $j$  ( $j \geq i$ ) についてすべて計算する。この結果を群  $i$  のすべてについて予め求めて MSS に記憶させることもできる。119 群で組成の数が 4 のとき, MSS は 3512 トラック必要である。カーネル計算の CPU 所要時間の節約のため, 上述の 40 等分の替りに NINT 等分とし, このパラメータを次のよう決めた。

$A \leq 12$  のとき (H から C まで)

$0 \text{ eV} \leq Q \leq 4.44 \text{ MeV}$	NINT = 40
$4.44 \text{ MeV} < Q \leq 6 \text{ MeV}$	NINT = 20
$Q > 6 \text{ MeV}$	NINT = 10

$A > 12$  のとき

$Q = 0 \text{ eV}$	NINT = 40
$0 \text{ eV} < Q \leq 1 \text{ MeV}$	NINT = 20
$Q > 1 \text{ MeV}$	NINT = 10

この場合, 119 群 4 組成のカーネル  $K_{n'nM}^{j \rightarrow i}$  のワード数は  $(\sum_{n'=1}^{20} 1)(\sum_{n=1}^{20} 1)(\sum_{i=1}^{119} \sum_{j=i}^{119} 1)(\sum_{M=1}^4 1)$

$= 20 \times 20 \times 119 \times 60 \times 4 = 11424000$  ワードであり, CPU 所要時間は 8.75 分である。第  $i$  群の中性子束が求まったら,  $\phi^i$  を掛けて第  $i+1 \sim 119$  群への散乱源 ( $SD(r, n, j)$ ) を累加して蓄えておく。これはコアを利用しており, 約 30 万ワード必要である。現在必要とするコア領域数は, カーネルのみの計算の場合 1584 KB, 中性子束計算のさいは 1612 KB である。MSS に記憶したカーネルを用いる中性子束計算は約 5.5 分 (CPU) であった。

## 4. 応用例

球形 Li-C 4 領域体系<sup>(9)</sup> (Table 4) で, 中心に 14 MeV 単色等方源 (各方向  $d/4\pi \delta(r)$ ) を入れたとき (gr. 1~119) の  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  の核分裂率の計算値と実験値<sup>(10)</sup> の比較を Table 5 に示す。文献(9)では ANISN ( $P_5 - S_8$ ) の計算値を, 同じ実験値と比較しているので, Table 5 の C/E を文献(9)のそれと比較すれば PALLAS-TS と ANISN の比較ができる。 $^{232}\text{Th}$  と  $^{238}\text{U}$  では C/E は ANISN の場合とほぼ同じ傾向で, PALLAS-TS の方が値がやや小さい。 $^{235}\text{U}$  の第 3 領域 (炭素の領域) だけは PALLAS-TS の方が大きく最大 2 まで達している。これに対し ANISN では最大 1.6 である。低エネルギー領域でのスペクトルの過大評価は共鳴領域での弾性散乱断面積の過大評価 (Cr, Fe, Ni の自己遮蔽因子が現在 PALLAS-TS ライブラリーには入っていない) によるものと想像される。又  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  で第 3 領域での計算値が小さくなるのは, ENDF/B-IV の  $L_1$  の非弾性散乱が重心系等方を仮定していることが原因の一つと考えられる。現時点では輸送方程式の解法や, 散乱源の計算法よりも, ライブラリーデータの



$$E/E' = t$$

を加える必要がある。

カーネル計算の手続きは各レベル  $\ell$  ( $\sum_{\ell} \cdot$ )、各核種  $m$  ( $\sum_m N^m \cdot$ )、各組成領域  $M$ 、散乱前の群  $j$  ( $j \geq i$ ) についてすべて計算する。この結果を群  $i$  のすべてについて予め求めて MSS に記憶させることもできる。119 群で組成の数が 4 のとき、MSS は 3512 トラック必要である。カーネル計算の CPU 所要時間の節約のため、上述の 40 等分の替りに NINT 等分とし、このパラメータを次のよう決めた。

$A \leq 12$  のとき (H から C まで)

$0 \text{ eV} \leq Q \leq 4.44 \text{ MeV}$	NINT = 40
$4.44 \text{ MeV} < Q \leq 6 \text{ MeV}$	NINT = 20
$Q > 6 \text{ MeV}$	NINT = 10

$A > 12$  のとき

$Q = 0 \text{ eV}$	NINT = 40
$0 \text{ eV} < Q \leq 1 \text{ MeV}$	NINT = 20
$Q > 1 \text{ MeV}$	NINT = 10

この場合、119 群 4 組成のカーネル  $K_{n'nM}^{j \rightarrow i}$  のワード数は  $(\sum_{n'=1}^{20} 1)(\sum_{n=1}^{20} 1)(\sum_{i=1}^{119} \sum_{j=i}^{119} 1)(\sum_{M=1}^4 1)$

$= 20 \times 20 \times 119 \times 60 \times 4 = 11424000$  ワードであり、CPU 所要時間は 8.75 分である。第  $i$  群の中性子束が求まったら、 $\phi^i$  を掛けて第  $i+1 \sim 119$  群への散乱源 (SD ( $r, n, j$ )) を累加して蓄えておく。これはコアを利用しており、約 30 万ワード必要である。現在必要とするコア領域数は、カーネルのみの計算の場合 1584 KB、中性子束計算のさいは 1612 KB である。MSS に記憶したカーネルを用いる中性子束計算は約 5.5 分 (CPU) であった。

## 4. 応用例

球形 Li-C 4 領域体系<sup>(9)</sup> (Table 4) で、中心に 14 MeV 単色等方源 (各方向  $d/4\pi \delta(r)$ ) を入れたとき (gr. 1~119) の  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  の核分裂率の計算値と実験値<sup>(10)</sup> の比較を Table 5 に示す。文献(9)では ANISN ( $P_5 - S_8$ ) の計算値を、同じ実験値と比較しているので、Table 5 の C/E を文献(9)のそれと比較すれば PALLAS-TS と ANISN の比較ができる。 $^{232}\text{Th}$  と  $^{238}\text{U}$  では C/E は ANISN の場合とほぼ同じ傾向で、PALLAS-TS の方が値がやや小さい。 $^{235}\text{U}$  の第 3 領域 (炭素の領域) だけは PALLAS-TS の方が大きく最大 2 まで達している。これに対し ANISN では最大 1.6 である。低エネルギー領域でのスペクトルの過大評価は共鳴領域での弾性散乱断面積の過大評価 (Cr, Fe, Ni の自己遮蔽因子が現在 PALLAS-TS ライブラリーには入っていない) によるものと想像される。又  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  で第 3 領域での計算値が小さくなるのは、ENDF/B-IV の  $L_1$  の非弾性散乱が重心系等方を仮定していることが原因の一つと考えられる。現時点では輸送方程式の解法や、散乱源の計算法よりも、ライブラリーデータの

充実が急務と思われる。

参考までに、PALLAS-TSとANISN（上述のものとは全く別の例）の計算時間の比較を Table 6 に示した。ここでみる限り PALLAS-TS はかなり計算速度が大きい。

Table 4 Composition and outer radius of each region

region nuclide $r_0$	1	2	3	4
	10.00cm	34.14cm	55.29cm	70.00cm
${}^6\text{Li}$	0.	2.507-3	0.	0.
${}^7\text{Li}$	0.	3.128-2	0.	0.
C	0.	0.	7.345-2	0.
Cr	1.827-3	3.165-3	1.827-3	1.224-3
Fe	6.652-2	1.117-2	6.652-2	4.457-3
Ni	7.964-4	1.449-3	7.964-4	5.336-4

Table 5 Comparison between calculated values (C) of fission rate distribution by PALLAS-TS and experimental values (E) at PNS

$\sigma_f$ r(cm)	${}^{232}\text{Th}$			${}^{235}\text{U}$			${}^{238}\text{U}$		
	C	E	C/E	C	E	C/E	C	E	C/E
4.6	1.454-3	1.66-3	0.876	1.018-2	1.29-2	0.789	4.655-3	5.93-3	0.785
10.1	3.188-4	2.85-4	1.119	3.239-3	3.04-3	1.065	1.045-3	1.01-3	1.035
15.6	1.142-4	1.16-4	0.984	1.864-3	1.72-3	1.084	3.849-4	3.85-4	1.000
$\text{Li}$ 21.1	5.823-5	5.62-5	1.036	1.460-3	1.27-3	1.150	1.996-4	1.88-4	1.062
26.6	2.952-5	3.23-5	0.914	1.332-3	1.13-3	1.179	1.030-4	1.07-4	0.963
32.2	1.816-5	1.95-5	0.931	1.546-3	1.18-3	1.310	6.420-5	6.20-5	1.035
37.7	1.021-5	1.35-5	0.756	4.573-3	2.31-3	1.980	3.642-5	4.20-5	0.867
$\text{C}$ 43.3	5.545-6	7.66-6	0.714	4.865-3	2.80-3	1.738	1.990-5	2.38-5	0.836
48.8	3.323-6	4.72-6	0.704	3.668-3	2.18-3	1.683	1.194-5	1.33-5	0.898

Table 6 Comparison of CPU time between PALLAS-TS and ANISN on FACOM/M200

	PALLAS-TS			ANISN	
	kernel and flux	kernel only	flux only	case 1	case 2
groups	119	119	119	100	4
mixtures	4	4	4	1	1
geometry	sphere	—	sphere	infinite cylinder	sphere
mesh intervals	82	—	82	10	50
n of $S_n$	20	20	20	6	12
$l$ of $P_l$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	3	$\infty$
$\epsilon(\phi)$ (pointwise)	$10^{-3}$	—	$10^{-3}$	$10^{-4}$	?
source prob.?	yes	—	yes	yes	yes
CPU(sec)	845.8	525.0	331.9	101.9	55.0
core(KB)	1612	1584	1612	?	?
lines <sup>(*)</sup>	16629	843	13833	?	?
I/O access <sup>(*)</sup>	11131	4302	14311	?	?

(\*) These are dependent on times of usage of the restart option in case of PALLAS-TS.

## 5. 入力カード形式

### 5.1 コントロール・カード

```
// JCLG      JOB                (1st card)
//          EXEC JCLG           (2nd card)
//SYSIN DD DATA, DLM='++'    (3rd card)
// JUSER
```

Table 6 Comparison of CPU time between PALLAS-TS and ANISN on FACOM/M200

	PALLAS-TS			ANISN	
	kernel and flux	kernel only	flux only	case 1	case 2
groups	119	119	119	100	4
mixtures	4	4	4	1	1
geometry	sphere	—	sphere	infinite cylinder	sphere
mesh intervals	82	—	82	10	50
n of $S_n$	20	20	20	6	12
$l$ of $P_l$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	3	$\infty$
$\epsilon(\phi)$ (pointwise)	$10^{-3}$	—	$10^{-3}$	$10^{-4}$	?
source prob.?	yes	—	yes	yes	yes
CPU(sec)	845.8	525.0	331.9	101.9	55.0
core(KB)	1612	1584	1612	?	?
lines (*)	16629	843	13833	?	?
I/O access (*)	11131	4302	14311	?	?

(\*) These are dependent on times of usage of the restart option in case of PALLAS-TS.

## 5. 入力カード形式

### 5.1 コントロール・カード

```
// JCLG      JOB                (1st card)
//          EXEC JCLG           (2nd card)
//SYSIN DD DATA, DLM='++'    (3rd card)
// JUSER
```

```

T. ×
W. ×
C. 5      (C. 4 for kernel only)
P. 0      (not necessary)
I. ×

// EXEC LMGO, LM='J1057.PALLTS'
// EXPAND DISKTN, DDN=FT01F001, DSN='J××××.RESTART', MODE=,
      2回目以後はDISKTO (カーネル計算のときは単にDISKでよい)

// SPC='70, 10',
      2回目以後不要

// DCB='RECFM=VBS, LRECL=19064, BLKSIZE=19069, DSORG=PS'
// EXPAND DISK, DDN=FT02F001, SPC='300, 50',
// DCB='RECFM=VBS, LRECL=19064, BLKSIZE=19069, DSORG=PS'
// EXPAND MSSTN, DDN=FT03F001, DSN= J××××.KERNEL ,
      2回目以後はDISKTO (カーネル, 中性子束同時計算のときは単にDISKと
      してDSNと以下の2枚は不要)

// MSVGP=MSS×××, SPC='188, 2',
      カーネル計算の2回目以後不要

// MODE=, DCB='RECFM=VBS, LRECL=13024, BLKSIZE=13028, DSORG=PS'
// EXPAND DISKTO, FT04F001, DSN='J1057.BLIBWORK',
// DCB='RECFM=VBS, LRECL=19064, BLKSIZE=19068, DSORG=PS'
// SYSIN DD *

```

データカード (§ 5.2) 1ケースのみ)

++

//

カーネルのみの計算では FT01 は単に REWIND 命令があるのみである。又カーネル, 中性子束同時計算のときは FT03 は単に REWIND 命令があるのみでカーネルは記憶されない。FT04 はライブラリーである。

## 5.2 入力データ

#1 (F60)

1枚

- TMAX : リスタート (群に関する接続計算) のための打切秒数。T. ×カードで指定した時間より10ないし15秒少ない値を指定する。リスタートはT. ×, W. ×, I. ×のいずれかが不足してABEND (322, 722, E22) で止ると無効になり再び第1群から始めなければならないので, W. ×, I. ×の選び方も注意を要する。

- #2 (I 3) 1枚
- KIND : 計算の種類を選択
- $$KIND = \begin{cases} -1 & \dots\dots \text{カーネルのみ (MSS に記憶させる)} \\ 0 & \dots\dots \text{カーネルと中性子束 (カーネルは保存しない)} \\ 1 & \dots\dots \text{中性子束のみ (MSS 中のカーネル使用)} \end{cases}$$
- #3 (I 3) 1枚
- IRSTRT : リスタートのときの前回までに終了した群の番号に1加えたもの。最初は1。  
(1~IMAXまで予めパンチしたデッキを作っておくと便利である。)
- #4 (18A 4) 1枚
- タイトル (1~72カラムに任意の文字または数字) 出力プリント各ページの最上部に、ページを表わす数字と共に書かれる。
- #5 (8I 6, 2E 12.5) 1枚
- IMAX : 計算を行う群の総数 ( $IMAX \leq 121$ )
- IP : 体系
- $$IP = \begin{cases} 0 & \dots\dots \text{平 板} \\ 2 & \dots\dots \text{球} \end{cases}$$
- MMAX : 組成の種類の数 ( $MMAX \leq 20$ )
- KMAX : 領域の数 (領域とはその中で組成とメッシュサイズ ( $\Delta r$ ) が一定の領域とする。)  
( $MMAX \leq KMAX \leq 20$ )
- LMAX : 角度分点の数 ( $LMAX \leq 20$ , 偶数)  
現在は  $LMAX \equiv 20$
- I1LIB : 計算する最初の群がライブラリー (Table 1) の第何群であるかを入力する。  
 $IMAX + I1LIB \leq 122$
- IFIS : 分裂源の入力
- $$IFIS = \begin{cases} 0 & \dots\dots \text{なし} \\ 1 & \dots\dots \text{あり} \end{cases}$$
- IPS : 点線源の入力
- $$IPS = \begin{cases} 0 & \dots\dots \text{なし} \\ 1 & \dots\dots \text{あり} \end{cases}$$
- (平板の場合の板状線源, 球の場合の球殻線源等,  $r$  に関してデルタ関数で与えられるものは点線源と定義する。)
- ER : 第1群の上限エネルギー (eV)  
( $EUP_{I1LIB+1} < ER \leq EUP_{I1LIB}$ )
- EPS : 収束判定条件 (各点の角度束に関して)
- #6 (20I 3) 1枚
- (MM(M), M=1, MMAX)

各組成に含まれる核種の数 ( $1 \leq MM(M) \leq 10$ )

(真空組成については、他の組成に含まれている1核種を指定し、#13で密度を0にすればよい。全組成での核種数を10以内とする、この場合2コ以上の組成に共通に含まれている核種は重複して数えない。)

#7 (10 I 6)  $\left\{ \frac{K \text{ MAX} + 9}{10} \right\}$  枚

○ (MR (K), K = 1, K MAX)

各領域に割当てする組成の番号 (#6のM)

#8 (10 I 6)  $\left\{ \frac{K \text{ MAX} + 9}{10} \right\}$  枚

○ (INTER (K), K = 1, K MAX)

各領域外端の格子点番号 (INTER (K)  $\leq$  100, 偶数)

(原点から0, 1, 2……と目盛った場合である。従って原点から各領域外端までのメッシュ・インタバルの総数である。偶数でなければならない訳は、各領域においてシンプソン1/3則の積分を行うからである。)

#9 (10 F 6.3)  $\left\{ \frac{K \text{ MAX} + 9}{10} \right\}$  枚

○ (DR (K), K = 1, K MAX)

各領域のメッシュ巾  $\Delta r$  (cm)

#10 (6 E 12.5)  $\left\{ \frac{L \text{ MAX} + 10}{12} \right\}$  枚

○ (BCR (L), L =  $\left\{ \frac{L \text{ MAX}}{2} + 1 \right\}$ , L MAX)

最外端における入射中性子束 (境界値) を各内向き角度分点毎に入力する (現在群依存性なし)。

#11 (6 E 12.5) IP = 2 なら不要, IP = 0 なら  $\left\{ \frac{L \text{ MAX} + 10}{12} \right\}$  枚

○ (BCL (L), L = 1,  $\frac{L \text{ MAX}}{2}$ )

平板の場合の原点における入射中性子束 (境界値) を各内向き角度分点毎に入力する。1群で平板の場合で、外部源の項が0のときにテストに用いたものであり、現在は群依存性がない。

#12 (10 I 6) 組成毎に  $\left\{ \frac{MM(M) + 9}{10} \right\}$  枚

○ (MCODE (m, M), m = 1, MM (M))

核種のコード・ナンバー (第2章(1)で定義)

組成1から順に入力する。組成毎にカードを改める。核種の順序は任意とする。

#13 (6E12.5) 組成毎に  $\left[ \frac{MM(M)+5}{6} \right]$  枚

○ (AN(m, M), m=1, MM(M))

核種の実効密度 ( $10^{24} \text{ cm}^{-3}$ )

組成1から順に入力し, 組成毎にカードをあらためる。核種の順序は#12と一致させる。

#14 (6E12.5) IFIS=0なら0枚, IFIS=1なら領域毎に  $\left\{ \left[ \frac{INTER(K)-INTER(K-1)^{(*)}}{6} \right] + 1 \right\}$  枚

(\*)比の式では INTER(0)=0とする)

○ (SR(N), N=NL, NU) 但し  $\begin{cases} NL=INTER(K-1)^{(*)}+K \\ NU=INTER(K)+K \end{cases}$

各メッシュ点での分裂源。領域毎にカードをあらためる。領域毎に(メッシュ・インタバル数+1)ワード必要である。領域の境界点では一般に不連続なので2度入れることになる。核分裂のない領域では(NU-NL+1)ワードの0を入力する。

(#15~20はIFIS=1のときは不要である。)

#15 (2I6) 1枚

○ N1 } #16での外部源空間分布を与えるメッシュ点の最初と最後の点の番号。#1  
○ N2 } でIPS=1の時はN2=N1, IPS=0のときは  $1 \leq N1 < N2$ 。点の番号付けは原点を1とし, 領域境界では2度数えるようにし, 最外端で  $NMAX=INTER(KMAX)+KMAX \leq 120$ とする。Fig. 3の例では原点から1メッシュ・インタバル外側で球殻線源  $(1/4\pi r_1^2) \delta(r-r_1)$  (3.1参照) としているので, この  $1/4\pi r_1^2$  ( $r_1=0.5$ ) を#16で与え, #15で  $N1=N2=2$  としている。

#16 (6E12.5)  $\left[ \frac{N2-N1}{6} \right] + 1$  枚

○ (S1(N), N=N1, N2)

外部源の空間分布(外部源は空間とエネルギーと角度について変数分離できるものとして入力している。それぞれがあるべき大きさに規格化されていなければならない。Fig. 3の例では半径  $r_1$  の球殻線源なので球面の面積  $4\pi r_1^2$  を掛けて1になるようにしている。)

#17 (2I6) 1枚

○ I1 } #18での外部源のエネルギー・スペクトルを与える最初と最後の群番号  
○ I2 }

#18 (6E12.5)  $\left[ \frac{I2-I1}{6} \right] + 1$  枚

○ (S2(I), I=I1, I2)

外部源のスペクトル(このコードは多群モデルを用いているので#16や#20と異ってS2(I)だけは群Iでの積分値を与える。単色源のときは  $I1=I2=1$  で  $S2(1)=1$  となる。)

一般に  $\sum_{I=I1}^{I2} S2(I) = 1$



- #19 (2I6) 1枚  
 ○ L1 #20での外部源の角度分布を与える最初と最後の角度分点の番号 (§3.2の  
 ○ L2 }  $\omega_n$  の n に相当するがここでは L で記した。)

#20 (6E12.5)  $\left\lceil \frac{L2-L1}{6} \right\rceil + 1$ 枚

- (S3(L), L=L1, L2)

外部源の角度分布。単位球面上で積分して1になるようにする。即ち  $2\pi \sum_{L=L1}^{L2} W_L S3(L) = 1$ 。Fig. 3の例では半径方向に mono-directional な外部源を入力しているので  $L1=L2=1$  で  $S3(1) = 1/2\pi W_1$  ( $W_1 = 0.0176140$ , Table 3) を入力している。  
 (#21, 22 は  $IMAX + 1 LIB \leq 121$  のときは不要である。  $IMAX + 1 LIB = 122$  のときは、第IMAX群は熱群なので以下のデータが必要になる。

#21 (5E12.5)  $\sum_{M=1}^{MMAX} MM(M)$  枚

- $\sigma_t^{IMAX}$
- $\nu \sigma_f^{IMAX}$
- $\sigma_f^{IMAX}$
- $\sigma_c^{IMAX}$
- $\sigma_e^{IMAX}$

この5ワードを1枚のカードにパンチし、第1組成の第1核種 (順序は #12, 13で決めた。) から第MMAX組成の第MM(MMAX)核種まで入力する。この熱群定数は一般にセル計算などで問題毎に準備する必要がある (第2章(2)参照)。

#22 (5E12.5)

MMAX 枚

- $\sigma_t^{235, IMAX}$
- $\nu \sigma_f^{235, IMAX}$
- $\sigma_f^{235, IMAX}$
- $\sigma_c^{235, IMAX}$
- $\sigma_e^{235, IMAX}$

これは  $^{235}\text{U}$  の fission rate を求めるための  $\sigma_f$  (第3ワード) が必要なので入力する。#21で各領域に  $^{235}\text{U}$  があれば重複することになるが、Fig. 3の例では  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  は fission chamber として中性子束計算には入っていない。

上記の説明と Fig. 3 のデータリストの例を参考にして入力データを準備されたい。

### 5.3 アウトプット・データ

領域毎の  $\sum_k^{i \rightarrow j} (n', n)$  が  $KMAX \times 20 \times 20$  ワードを1レコードとして  $\sum_i (IMAX+1-i)$  レコード MSS (FT03) にバイナリーで保存 (KIND = 0) されるほか、中性子角度束、中性子束が群毎に1レコードずつ FT01のDISKにバイナリーで保存される。FT01もMSSにす



ることが可能である。プリントは現在次のものが出力されている。

(1) 主な入力データのリスト

(2) 各群の反復回数 IT と  $\max_{n, \ell} \left| \frac{\phi^{i(IT-1)}(r_n, \omega_\ell) - \phi^{i(IT)}(r_n, \omega_\ell)}{\phi^{i(IT)}(r_n, \omega_\ell)} \right|$

(3) Total flux  $\phi^i(r_n)$

(4) current  $J^i(r_n) = 2\pi \sum_{\ell=1}^{20} \omega_\ell \phi^i(r_n, \omega_\ell) W_\ell$

(5) 角度束  $\phi^i(r_n, \omega_\ell) / \Delta E_i$  (これは line 数が多いので現在は  $L_i$  の入っている第2領域のみ)

[(2)~(5)] が各群につき2ページ出力されたあと、

(6) Fission Rate  $\sum_i \sigma_f^m \phi^i(r_n)$  ( $m = {}^{232}\text{Th}, {}^{235}\text{U}, {}^{238}\text{U}$ )

がプリントされて終る。各群までのCPUタイムの累計(秒単位)もプリントされる。実際の計算での使用経験により今後出力項目の追加、削除又はオプション化を行う予定である。

## 6. あとがき

本コードの開発には正味2年間を費やしてきたが、ほぼ基本的な性能が確認された。FNSの運転開始の時期でありこの時点で実際に使用して頂き、その結果を更に今後の改良に資してゆきたい。現在問題点として考えられる主なものを列記すると次のようになる。

- (1) 共鳴域以下の中性子束を正しく求めるには、共鳴自己遮蔽因子の追加が必要である。
- (2) 重い核の弾性散乱による次群への減速核の計算には(特に共鳴領域で)群定数の作成に特別の配慮が必要で、例えば現在の群構造を  $\sigma_e$  のみはもっと詳細にする等の措置が必要と思われる。
- (3) 軽い核でQ値の小さいレベル(例えば  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ )での角度依存性のデータ(現在は重心系等方)の整備。(ENDF/B-IVではレベル数そのものが少ないといわれている。)角度データのないところでは一種のpseudo model で  $f(\mu)$  を与えることができないであろうか。
- (4) 少数群計算の適用性検討。
- (5) Geometryの一般化とガンマ線輸送計算オプションの新設。(56年度は中性子のR-Z 2次元化を行う。)

以上の問題がすべて解決されれば(もちろん(5)はコード作成にかなりの労力と時間を要するが)ブランケットの中性子物理への適用にとどまらず、一般の遮蔽計算の精度向上に役立つと思われる。今後の努力の積重ねにより有用なコード・システムを確立してゆきたい。

ることが可能である。プリントは現在次のものが出力されている。

(1) 主な入力データのリスト

(2) 各群の反復回数 IT と  $\max_{n, \ell} \left| \frac{\phi^{i(IT-1)}(r_n, \omega_\ell) - \phi^{i(IT)}(r_n, \omega_\ell)}{\phi^{i(IT)}(r_n, \omega_\ell)} \right|$

(3) Total flux  $\phi^i(r_n)$

(4) current  $J^i(r_n) = 2\pi \sum_{\ell=1}^{20} \omega_\ell \phi^i(r_n, \omega_\ell) W_\ell$

(5) 角度束  $\phi^i(r_n, \omega_\ell) / \Delta E_i$  (これは line 数が多いので現在は  $L_i$  の入っている第2領域のみ)

[(2)~(5)] が各群につき2ページ出力されたあと、

(6) Fission Rate  $\sum_i \sigma_f^m \phi^i(r_n)$  ( $m = {}^{232}\text{Th}, {}^{235}\text{U}, {}^{238}\text{U}$ )

がプリントされて終る。各群までのCPUタイムの累計(秒単位)もプリントされる。実際の計算での使用経験により今後出力項目の追加、削除又はオプション化を行う予定である。

## 6. あとがき

本コードの開発には正味2年間を費やしてきたが、ほぼ基本的な性能が確認された。FNSの運転開始の時期でありこの時点で実際に使用して頂き、その結果を更に今後の改良に資してゆきたい。現在問題点として考えられる主なものを列記すると次のようになる。

- (1) 共鳴域以下の中性子束を正しく求めるには、共鳴自己遮蔽因子の追加が必要である。
- (2) 重い核の弾性散乱による次群への減速核の計算には(特に共鳴領域で)群定数の作成に特別の配慮が必要で、例えば現在の群構造を  $\sigma_e$  のみはもっと詳細にする等の措置が必要と思われる。
- (3) 軽い核でQ値の小さいレベル(例えば  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ )での角度依存性のデータ(現在は重心系等方)の整備。(ENDF/B-IVではレベル数そのものが少ないといわれている。)角度データの無いところでは一種のpseudo model で  $f(\mu)$  を与えることができないであろうか。
- (4) 少数群計算の適用性検討。
- (5) Geometryの一般化とガンマ線輸送計算オプションの新設。(56年度は中性子のR-Z 2次元化を行う。)

以上の問題がすべて解決されれば(もちろん(5)はコード作成にかなりの労力と時間を要するが)ブランケットの中性子物理への適用にとどまらず、一般の遮蔽計算の精度向上に役立つと思われる。今後の努力の積重ねにより有用なコード・システムを確立してゆきたい。

## 謝 辞

本コードの手法の基礎的な部分は船舶技術研究所東海支所の竹内清氏のコード PALLAS-PL, SP に負うところが大きい。PALLAS-PL, SP のソースプログラムリストを快く提供され、筆者の執拗な質問にも長期間にわたって御教示頂いた。Li-C 体系でのテストランのさいに数多くの助言と協力を頂いた原研の関泰氏、前川洋氏、熱群の定数を作成して頂いた土橋敬一郎、原俊治両氏、またライブラリーのエラー修正のさいお世話になった日本情報サービスの金子邦男氏にも感謝の意を表したい。昭和54年秋に筆者とともにセミナーを行った方々の御協力と、朝岡原子炉工学部長の御援助に感謝するとともに、本稿を通読し有益なコメントを頂いた中原康明氏に御礼を申上げる次第である。

## 参 考 文 献

- (1) Takeuchi K. : "A Numerical Method for the Neutron Transport Equation in Finite Cylindrical Geometry", J. Nucl. Sci. Technol., 6 [8], 466 (1969).
- (2) 竹内清 : "中性子遮蔽解析に用いる輸送方程式の数値解法の研究", 船舶技術研究所報告, 第9巻第6号, (1972).
- (3) Takahashi A., et al. : "Method for Calculating Anisotropic Neutron Transport Using Scattering Kernel without Polynomial Expansion", J. Nucl. Sci. Technol., 16 [1], 1 (1979).
- (4) Takahashi A., et al. : "Fast Rigorous Numerical Method for the Solution of the Anisotropic Neutron Transport Problem and the NITRAN System for Fusion Neutronics Application", KfK2832/I,II, (1979).
- (5) Yamano N., et al. : "Method of Calculation for Anisotropic Transmission Problems by  $S_N$ -Transport Code", J. Nucl. Sci. Technol., 16 [12], 919 (1979).
- (6) Hasegawa A. : to be published.
- (7) Tsuchihashi K., Ishiguro Y., et al. : private communication.
- (8) Weinberg A.M. and Wigner E.P. : "The Physical Theory of Neutron Chain Reactors", the University of Chicago Press, (1958).
- (9) Seki Y. and Maekawa H. : "Absolute Fission-Rate Distributions in Lithium and Hybrid Fusion Blanket Assemblies, (II), Analysis and Evaluation", J. Nucl. Sci. Technol., 14 [3], 210 (1977).
- (10) Maekawa H. and Seki Y. : "Absolute Fission-Rate Distributions in Lithium and Hybrid Fusion Blanket Assemblies, (I), Experimental Method and Results", J. Nucl. Sci. Technol. 14 [2], 97 (1977).
- (11) ENDF/B Summary Document, BNL-17541 (ENDF-201), 2nd Edition, Compiled by D. Garber (1975).
- (12) Engle W.W. Jr. : "A User's Manual for ANISN, A One Dimensional Discrete Ordinates Transport Code with Anisotropic Scattering", K-1693, (1967).
- (13) Mynatt F.R., et al. : "The DOT III Two-Dimensional Discrete Ordinates Transport Code", ORNL-TM-4280, (1973).

06/08/81 Mon.

JAERI-M 9492 正誤表 (402)

竹本

ページ	行	誤	正
2	7	場	場合
2	10	記録装置	記憶装置
3	F1	非単性	非弾性
7	F8	SSO(J, M)	SSO(J, N)
11	13	$[w_{n+1}, w_n]$	$[w_{n+1}, w_n]$
11	F2	$S(r, w)$	$S^i(r, w)$
11	F2	$\delta(w - w_i)$	$\delta(w - w_i) \delta_{i1}$
17	6	$i < j$ のときは群 $j$ の	$i > j$ のときは群 $i$ の
20	表6のF3	1612   1584   1612	1584   1584   1612
21	3	(C.4 for kernel only)	(C.4 for KIND#1)
22	F11, 12	IFIS = $\begin{cases} 0 \dots 71 \\ 1 \dots \text{あり} \end{cases}$	IFIS = $\begin{cases} 0 \dots 71 \text{ (独立線消去)} \\ 1 \dots \text{あり} \end{cases}$
27	4	Total	total
29	(5)3行目	16 [12]	16 [12]